

Title	XYスピングラスの実験(C.化合物(短距離型相互作用)スピ ングラス他,基研短期研究会「スピングラスとその周辺」 ,研究会報告)
Author(s)	勝又, 紘一
Citation	物性研究 (1985), 45(2): 144-146
Issue Date	1985-11-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/91851
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

UID 磁束計を使用して我々が最近開発したものを使用した。

さて CoCl_2 -GIC 中の CoCl 面は夫々 2 DXY 的強磁性系とみなせるが無限には広がらず、直径 $100 \sim 200 \text{ \AA}$ の島状クラスターの集合体となっている²⁾。このため、秩序化は他の二次元的系とは異って、 T_{cu} と $T_u (< T_{\text{cu}})$ で二段階に逐次転移することが分っている³⁾。 T_{cu} で夫々のクラスターが秩序状態に入ったことを反映して、 T_{cu} 以下で異常に遅い揺ぎが、1 Hz 以下の VLF 領域における $X^*(\omega)$ に観測された(図1)。特徴的なことは、 X'' の値とその温度依存性が、測定周波数領域の中でほとんど ω に依存しないことである。散逸揺動定理によれば、この揺ぎのスペクトル密度 $I(\omega)$ は X''/ω に比例するから、上述の結果はとりもなおさず、 CoCl_2 -GIC の T_{cu} 以下で発生する遅い揺ぎはほぼ $1/\omega$ のスペクトルを有することを示唆したといえる。クラスターのサイズは上述のように比較的揃っていることからこの異常な揺ぎを、サイズ分布によるものとしては理解され得ない。上記物質のユニークな秩序形成過程、即ち無秩序 \Rightarrow クラスター内秩序・クラスター間無秩序 \Rightarrow クラスター間秩序という二段階の階層的秩序形成⁴⁾とどのように関連しているのか？その発生のメカニズムを検討中である。

参考文献

- 1) 宮下, 高野: Progr. Theor. Phys. 73(1985) 1152.
- 2) 松浦, 村上, 竹田, 池田, 鈴木: Syn. Metals 12 (1985) No. 11-12.
- 3) 村上, 松浦, 片岡: 同上.
- 4) 松浦: J. de Phys. 掲載予定

XY スピングラスの実験

北大・応電研 勝 又 紘 一

我々は以前に、絶縁性の強磁性体 Rb_2CrCl_4 と反強磁性体 Rb_2MnCl_4 との混晶が、リエントラントスピングラス (RSG) 転移を示すことを見つけた¹⁾。第1図に Cr-rich 側での濃度対転移温度の相図を示す。本研究会では、この RSG 転移が Villain の 2 次元 XY スピングラスモデル²⁾により説明出来ることを報告した。

Rb_2MnCl_4 と Rb_2CrCl_4 は共に K_2NiF_4 型の構造をもち、C 面内の交換相互作用が面間のそれと比べて桁違いに強く、準 2 次元磁性体と見なせる(両者は低温で長距離秩序を示す)。

Rb_2CrCl_4 のスピンは面内にあり、面内の異方性は小さい。 Rb_2MnCl_4 の磁化容易軸はC軸であるが、 Mn^{2+} スピンの異方性エネルギーは Cr^{2+} のそれと比べて小さいので、混晶にするとスピンは面内に向き変わることが予想される。実際、我々の電子スピン共鳴の実験³⁾よりCr濃度10%以上で系は planar 反強磁性体であることが確められている。このような事実より、混晶 $\text{Rb}_2\text{Mn}_{(1-x)}\text{Cr}_x\text{Cl}_4$ は、交換相互作用が競合する準2次元XY的ランダム磁性体の初めての例であると言える。

第2図に Rb_2CrCl_4 の単結晶帯磁率の温度依存性を示している。C面の帯磁率は T_c 近傍で急激に増大し、 T_c 以下では反磁場効果のためにはほぼ一定になる。C軸方向の帯磁率は T_c 以下で単調に減少する。この減少は以下のように説明される。スピンはC面内にあるので、この面内に異方性磁場 H_A を考えることができる。C軸方向に外部磁場 H をかけたときのトルクのつり合いより、

$$HM \sin \theta = MH_A \cos \theta, \quad (1)$$

ここで、 M は磁化、 θ は H と M のなす角度である。

C軸方向の帯磁率 (χ_{\perp}) は

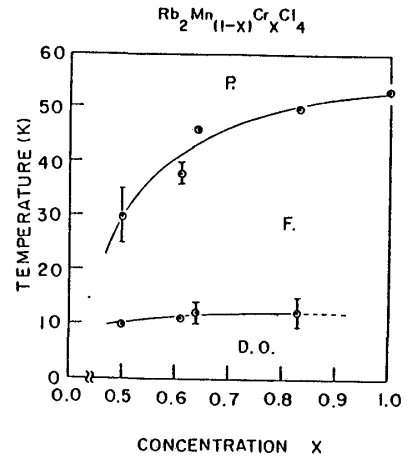
$$\chi_{\perp} = \lim_{H \rightarrow 0} M \cos \theta / H. \quad (2)$$

(1), (2)式より

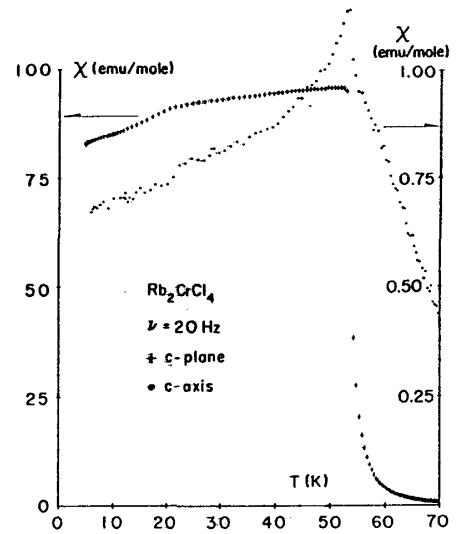
$$\chi_{\perp} = M / H_A. \quad (3)$$

一方、 H_A は異方性定数 K を用いて、 $H_A = K/M$ と表わされる。よく知られているように、 K の温度依存性は $K \sim \{M(T)\}^n$ ($n \approx 3$) で与えられ、これを用いると、 χ_{\perp} の温度依存性は、

$$\chi_{\perp}(T) \sim \{M(T)\}^{2-n} \sim \{M(T)\}^{-1}, \quad (4)$$



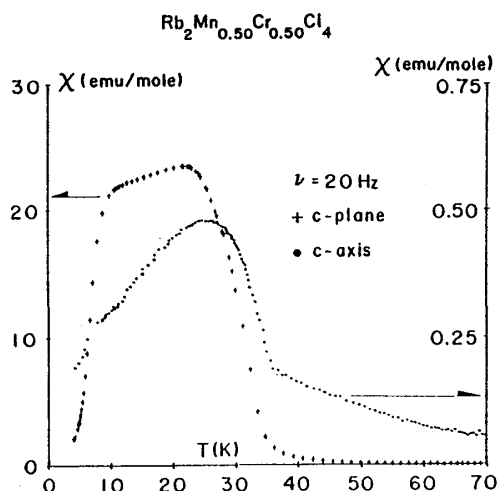
第1図 $\text{Rb}_2\text{Mn}_{(1-x)}\text{Cr}_x\text{Cl}_4$ の濃度対転移温度の相図 ($x \geq 0.5$)。



第2図 Rb_2CrCl_4 単結晶における交流帯磁率の温度依存性。

となる。 T_c 以下で $M(T)$ は増大するので、 $\chi_{\perp}(T)$ は減少することになる。言い換えると、高温 ($T \gtrsim T_c$) では異方性磁場が弱いのでスピンは面から立上がることが出来るが、温度が下がると異方性磁場が強くなりスピンは面にとじ込められるようになる。

第3図にはCr濃度50%の単結晶帯磁率の温度依存性を示している。C軸方向の帯磁率は Rb_2CrCl_4 の場合と同様に T_c 以下で単調に減少する。C面方向の帯磁率は T_c から10Kまで一定であるが、それ以下で鋭く減少し、RSGのふるまいを示す。



第3図 $\text{Rb}_2\text{Mn}_{0.50}\text{Cr}_{0.50}\text{Cl}_4$ 単結晶における交流帯磁率の温度依存性

Villain²⁾は、フラストレーションをもつ2

次元XY磁性体の基底状態及び相転移を議論した。最近接相互作用だけを考えると、4つのスピンから成る cell が最小の単位となる。フラストレーションがあると、この cell のスピンは xy 面内で cant する。この canting には二種類あり、これを chirality という量で区別する。フラストレートした cell の数が少ないとき、系は chirality が short range order した小さな領域とフラストレーションのない大きな領域に分かれる。我々の系の場合、高温では異方性磁場が弱いので、スピンは面から立上がることが出来、このためフラストレーションは部分的に解消される。このことより強磁性相が安定に存在する。低温になると異方性磁場が強くなりスピンは面内にとじ込められる。こうなるとフラストレーションの効果により Villain の指摘したように、系は short range chiral order の領域と、フラストレーションのない領域に分けられるであろう。このような低温の domain 構造はこの系について行われた中性子の偏極度測定の結果の解析でも指摘されている。¹⁾

参考文献

- 1) K. Katsumata, M. Tanimoto, S. Mitsuda and Y. Endoh; J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 3315.
- 2) J. Villain; J. Phys. **C10** (1977) 4793.
- 3) K. Katsumata, J. Tuchendler and M. Tanimoto; Solid State Commun. **50** (1984) 193.